# Die Dispersion der Luft im ultravioletten Spektrum.

---

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

einer

hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Universität Tübingen

vorgelegt von

**Wilhelm Traub**
aus Heilbronn.

Leipzig 1919
Verlag von Johann Ambrosius Barth

Von der Fakultät angenommen den 13. August 1919.

Metzger & Wittig, Leipzig. 582

Das theoretische Interesse, das die Refraktion und Dispersion in Gasen bietet, ist ein erhöhtes geworden durch die Arbeiten über den Molekülbau von Debeye[1]) und Sommerfeld.[2]) Die Refraktion und Dispersion der Luft hat vorwiegend praktische Bedeutung. Was das zahlreiche Beobachtungsmaterial anbelangt, so weichen die absoluten Werte bei allen Gasen stark voneinander ab. Bei Luft schwanken die Angaben für $(n-1)\,10^7$ zwischen 2918 (Lorenz) und 2954 (Ketteler) für $\lambda = 5462$. Bei genauer Betrachtung dürfte ja einigen Arbeiten nicht allzuviel Gewicht beigelegt werden, sei es, daß sie weniger sorgfältig ausgeführt worden sind, sei es, daß die angewandte Methode keine größere Genauigkeit zuläßt.

Völlige Unsicherheit in die Beobachtungen der Refraktion der Luft brachte die Arbeit von Posejpal.[3]) In $n-1 = K\,p\,(1+\beta\,p)$ findet er für Drucke unterhalb 1 Atmosphäre für $\beta$ einen mehr als viermal so großen Wert wie die seitherigen Beobachter. Seine Methode, den Koeffizienten $\beta$ zu bestimmen, ist den bisher angewandten überlegen. Aus seinen Beobachtungen erhält Posejpal für $0^0$ und 760 mm Druck $(n-1)\,10^7 = 2916{,}7 \pm 1{,}4$ (für $\lambda = 5462$ Å.E.), den er als „korrigierten Wert der Luftrefraktion" bezeichnet. Posejpal sieht eine Bestätigung seiner Messungen darin, daß sein Wert mit dem von Lorenz[4]) übereinstimmt. Lorenz beobachtet die Verschiebung des in einem Jaminschen Interferenzialrefraktor zustande gekommenen Interferenzsystems bei einer Druckänderung von 0 bis etwa 760 mm, und es ergibt sich so unabhängig von $\beta$ der richtige Wert für $n-1$ (denn es ist dann in Formel (4) S. 8 $p_1 + p_2 \sim 760$). Allerdings

1) P. Debeye, Sitzungsberichte der Bayer. Akademie zu München 1915. S. 1.

2) A. Sommerfeld, Annalen d. Phys. **53.** S. 508. 1917.

3) V. Posejpal, Annalen d. Phys. **53.** S. 629. 1917.

4) L. Lorenz, Wied. Annalen **11.** S. 70. 1880.

haben andere Forscher größere Druckunterschiede angewandt und Posejpal sieht hierin den Grund größerer Werte für $n-1$. Aber gerade bei Koch[1]) war $p_1+p_2$ wenig von 760 mm verschieden, worauf Koch ausdrücklich aufmerksam macht. Koch findet aber für $(n-1)\,10^7$ den Wert 2937. Dieser Widerspruch ist vollständig.

Was die Dispersion im Ultraviolett anbelangt, so ist sie für kein Gas weiter als bis 2300 Å.E. untersucht worden. Den Dispersionsverlauf der Luft haben verfolgt: Koch[2]) bis 2379 Å.E., Kayser und Runge[3]) bis 2360 Å.E. Außer den Absolutwerten zeigen auch die Dispersionsmessungen erhebliche Abweichungen:

| $\lambda$ Å.E. | Kayser u. Runge $(n-1)\,10^7$ | Koch $(n-1)^7$ | Diff. |
|---|---|---|---|
| 5462 | 2926,5 | 2937,0 | 10,5 |
| 2577 | 3146,9 | 3165,0 | 18,1 |

Außer Koch und Kayser und Runge haben noch Rentschler[4]) und Howell[5]) die Dispersion der Luft im Ultraviolett untersucht (mittelst Perot-Fabry-Interferometer). Rentschler kam nur bis 3341 Å.E., Howell bis 2652 A.E. (Statt versilberter Interferometerplatten und eines Konkavgitters wie Rentschler, benützt Howell vernickelte Platten und einen Quarzspektrographen.) Beide konnten keine größere Genauigkeit erreichen.

Aus oben erwähnten Gründen veranlaßte mich Herr Professor Paschen, die Absolutwerte möglichst genau zu bestimmen (die Absicht war, die vierte Stelle in $(n-1)\,10^7$ festzustellen) und den Dispersionsverlauf möglichst weit ins Ultraviolett zu verfolgen. Ich habe die Untersuchung für Luft ausgeführt.

**Versuchsanordnung.**

Bevor ich die angewandte Methode bespreche, möchte ich kurz über eine andere Methode berichten, die ich zuerst

1) J. Koch, Nova acta Regiae Soc. Scient. Upsaliensis, Ser. IV, Vol. 2, No. 5, S. 24.

2) J. Koch, Arkiv för Mat., Astron. och Fysik 8. S. 20. 1912.

3) H. Kayser u. C Runge, Wied. Annalen 50. S. 293. 1893.

4) H. C. Rentschler, Astrophys. Journ. 28. S. 435. 1908.

5) J. Howell, Physical Review Ser. 2. 6. S. 81. 1915.

ausprobiert und die sich ihrer großen Einfachheit halber (das ganze Interferometer besteht aus einem einzigen Objektiv) auszeichnet, die ich aber aus gleich zu besprechenden Gründen schließlich doch nicht angewandt habe. Sie schließt sich eng an die von Rayleigh, Ramsay und Travers[1]) und Dorns Schülern[2]) angewandte Methode an (Beugung an einem Doppelspalt) und ist die folgende (Fig. 1): $S$ ist ein mikro-

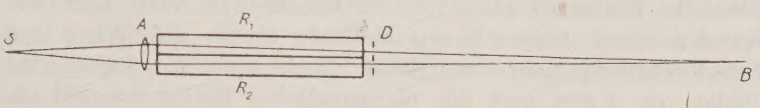


Fig. 1.

metrisch fein verstellbarer Spalt (Spaltöffnung horizontal). Sein von dem achromatischen Objektiv $A$ (Brennweite 25 cm) entworfenes Bild würde bei $B$ entstehen ($A\,B \sim 150$ cm). $D$ ist ein Doppelspalt (ebenfalls horizontal). Seine Zwischenwand war 1,5 mm, die Öffnungen je 0,75 mm breit. Macht man den Spalt $S$ genügend eng, so treten bei $B$ (horizontale) Interferenzen auf. Zwischen $A$ und $D$ befand sich das 60 cm lange Doppelrohr $R_1\,R_2$ aus Messing. Die (horizontale) Trennungswand von $R_1$ und $R_2$ hatte eine Dicke von 1 mm. Die Verschlußplatten waren so aufgekittet, daß die Kittschicht an der Zwischenwand zwischen $R_1$ und $R_2$ nicht breiter als 1 mm war. An dem Orte größter Schärfe der Interferenzen (etwa bei $B$) befand sich der Spalt des Spektralapparates, der die horizontalen Interferenzen spektral zerlegte.

Die Interferenzen waren bei obigen Dimensionen noch sehr eng. Sie hatten bei $\lambda = 2140$ Å.E. einen Abstand von 0,09 mm. Noch stärkere Vergrößerung hatte zu große Lichtschwächung zur Folge und die Zwischenwand des Doppelspaltes konnte auch kaum schmäler als 1,5 mm gemacht werden. Der kleine Abstand der Interferenzen ist der Nachteil der Methode: Steht z. B. der Spektralapparat nicht absolut fest und verschiebt sich dadurch etwa die über den Spalt des Spektralapparates angebrachte Marke (Spinnfaden) nur um $^1/_{100}$ mm, so gibt das bei $\lambda = 2100$ Å.E. schon einen Fehler

1) Lord Rayleigh, W. Ramsay und M. W. Travers, Proc. Roy. Soc. **62.** S. 228. 1898; **64.** S. 198. 1899.

2) Vgl. z. B. K. Herrmann, Verhandl. d. Deutschen Phys. Gesellsch. 1908. S. 210.

von $^1/_{10}$ einer Streifenbreite. Außerdem gelang es mir nicht, unterhalb 2100 Å.E. brauchbare Interferenzen zu bekommen. Es wurde deshalb die Jaminsche Anordnung vorgezogen. Im wesentlichen wurde Flußspatoptik verwendet. Jaminsche Refraktorplatten aus Flußspat von den gewöhnlichen Dimensionen standen natürlich nicht zur Verfügung. Als solche diente vielmehr eine in zwei Teile zerschnittene exakt planparallele Flußspatplatte von 5 mm Dicke. Auch hier wie bei der zuerst besprochenen Methode mußte die Wand des Interferenzdoppelrohrs möglichst dünn sein; sie hatte eine Dicke von 1 mm und die planparallelen Flußspatverschlußplatten waren wieder so aufgekittet, daß die Kittschicht zwischen den beiden Röhren nicht breiter als 1 mm war. Die Anordnung war im einzelnen die folgende (Fig. 2):

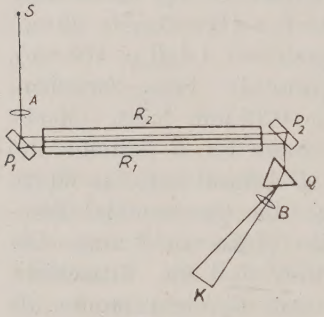

Fig. 2.

Der vertikale Spalt $S$ stand im Brennpunkt des achromatischen Objektivs $A$ (Brennweite 25 cm). $P_1$ und $P_2$ sind die Refraktorplatten; $R_1$ $R_2$ das 51 cm lange Doppelrohr aus Messing. Das achromatische Objektiv $B$ (Brennweite ebenfalls 25 cm) entwarf bei $K$, dem Ort der photographischen Platte, ein scharfes Bild der horizontalen, durch das Prisma $Q$ (im sichtbaren Spektrum ein Glasprisma mit großer Dispersion, im Ultraviolett bis 2026 Å.E. ein Quarzprisma, bis 1854 ein Flußspatprisma) spektral zerlegten Interferenzen. Befindet sich der achromatische Streifen (Gangunterschied 0) im Gesichtsfeld bei $K$, so erscheint das Spektrum bei Belichtung mit weißem Licht von nach Violett konvergierenden Interferenzen durchzogen — ein zum achromatischen Streifen symmetrisches Bild.

Über die Mitte des Spaltes $S$ war als Marke ein Kokonfaden gezogen und der Refraktor so justiert, daß bei kommunizierenden Interferenzröhren (die Röhren $R_1$ und $R_2$ konnten in der gewöhnlichen Weise unter sich, sowie mit Zuleitungsröhren für die Gase, mit Manometer und Pumpe in Verbindung gesetzt werden) das Bild des Kokonfadens in

der Mitte des achromatischen Streifens bei $K$ zu sehen war. Bei Beobachtungen im äußersten Ultraviolett war außerdem noch bei $K$ eine Marke angebracht, da hier die Spaltmarke auf der photographischen Platte nicht immer mit gewünschter Deutlichkeit hervortrat.

Wird etwa durch Druckänderung in der einen Röhre ein Gangunterschied hervorgebracht, so liegen im kontinuierlichen Spektrum die Interferenzen schief und es kann mit Hilfe des kontinuierlichen Spektrums festgestellt werden, wieviel Interferenzbanden für irgendeine Wellenlänge mehr gewandert sind als für eine andere.

Zur genauen Bestimmung und Konstanthaltung der Temperatur waren die Interferenzröhren in ein Wasserbad gesetzt. Das Thermometer war in fünfzigstel Grade geteilt und mit dem Normalthermometer verglichen. Das zur Druckablesung benutzte Manometer hatte einen lichten Durchmesser von etwa 16 mm, so daß der Fehler infolge Kapillardepression sicher kleiner als $^1/_{10}$ mm war. Zur völligen Trocknung der Interferenzröhren waren an ihnen Behälter mit Phosphorpentoxyd angebracht.

Um eine etwaige Durchbiegung der planparallelen Verschlußplatten der Interferenzröhren festzustellen, wurde das Interferenzsystem bei kommunizierenden luftleeren, sowie bei kommunizierenden, mit Luft von Atmosphärendruck gefüllten Röhren photographiert. Weder eine Verschiebung, noch ein Unschärferwerden der Interferenzen konnte festgestellt werden, ein Zeichen, daß sich die Platten nicht durchbogen.

**Die Formel für $n - 1$.**

Es sei $L$ die Länge der Interferenzröhren,
$s$ die Zahl gewanderter Streifen,
$\lambda_0$ die Wellenlänge im Vakuum,
$\lambda_1$ die Wellenlänge beim Druck $p_1$,
$\lambda_2$ die Wellenlänge beim Druck $p_2$,

(die Temperatur sei zunächst als konstant vorausgesetzt), dann ist:

$$\frac{L}{\lambda_1} - \frac{L}{\lambda_2} = s$$

oder

$$L\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_1} - \frac{\lambda_0}{\lambda_2}\right) = s\,\lambda_0$$

oder

$$n_1 - n_2 = \frac{s \cdot \lambda_0}{L}$$

oder

$$(1) \qquad (n_1 - 1) - (n_2 - 1) = \frac{s \cdot \lambda_0}{L} \cdot$$

Nun gilt allgemein

$$(2) \qquad n - 1 = c\,(p + \beta\, p^2)\,,$$

also auch

$$n_1 - 1 = c\,(p_1 + \beta\, p_1^2)\,,$$

$$n_2 - 1 = c\,(p_2 + \beta\, p_2^2)\,,$$

damit nach (1)

$$(3) \qquad c\left\{(p_1 - p_2) + \beta(p_1 - p_2)(p_1 + p_2)\right\} = \frac{s \cdot \lambda_0}{L} \cdot$$

Ist $n_0'$ der Brechungsexponent bei 760 mm, so ist nach (2) und (3)

$$n_0' - 1 = \frac{s \cdot \lambda_0 \cdot 760\,(1 + \beta \cdot 760)}{L\,(p_1 - p_2)\,(1 + \beta\,(p_1 + p_2)} \cdot$$

Will man den Brechungsexponenten auf $0^0$ reduzieren, so hat man $n_0' - 1$ mit $1 + \alpha\, t$ zu multiplizieren; es ist also

$$n_0 - 1 = \frac{s \cdot \lambda_0 \cdot 760\,(1 + \beta\,760)\,(1 + \alpha\, t)}{L\,(p_1 - p_2)\,[1 + \beta\,(p_1 + p_2)]}$$

oder

$$n_0 - 1 = \frac{s \cdot \lambda_0 \cdot 760\,(1 + \alpha\, t)}{L\,(p_1 - p_2) \cdot \dfrac{1 + \beta\,(p_1 + p_2)}{1 + \beta \cdot 760}}$$

oder, da $\beta$ eine kleine Größe,

$$(4) \qquad n_0 - 1 = \frac{s \cdot \lambda_0 \cdot 760\,(1 + \alpha\, t)}{L\,(p_1 - p_2)\,\{1 - \beta\,[760 - (p_1 + p_2)]\}} \cdot$$

Nach Mascart ist nun $\beta = 0{,}0000007$, nach Kayser 0,00000095. Die neueste Arbeit über die Abhängigkeit des Brechungsexponenten vom Druck ist die schon erwähnte von Posejpal. Er findet $\beta = 0{,}00000396$. Aber selbst dann würde die Korrektion $\beta\,[760 - (p_1 + p_2)]$ die Fehlergrenze nicht übersteigen, da bei meinen Messungen $760 - (p_1 + p_2)$ durchschnittlich weniger als 30 mm betrug. An Stelle der Formel (4) benutzte ich deshalb die Formel

$$(5) \qquad n_0 - 1 = \frac{s \cdot \lambda_0 \cdot 760\,(1 + \alpha\, t)}{L\,(p_1 - p_2)}\,,$$

die man unter der Annahme $n - 1 = c\,p$ abgeleitet hätte.

Für $a$ wurde nach übereinstimmenden Messungen von Regnault und Chappuis der Wert 0,00367 benutzt.

**Beobachtungen.**

Aus Formel (4) oder (5), S. 8, folgt, wenn $n_1$ bzw. $n_2$ die Brechungsexponenten für die Wellenlängen $\lambda_1$ bzw. $\lambda_2$ bedeuten:

$$\frac{n_1 - 1}{n_2 - 1} = \frac{s_1 \lambda_1}{s_2 \lambda_2} .$$

Weiß man also, wieviele Interferenzen für die verschiedenen Wellenlängen bei einer Druckänderung in einer Röhre gleichzeitig über den Kokonfaden gewandert sind, so ist die Dispersion damit charakterisiert. Zur Bestimmung des Absolutwertes des Brechungsexponenten für irgendeine Wellenlänge ist noch die genaue Kenntnis der Druckänderung, Temperatur und Länge der Interferenzröhren erforderlich [Formel (5)].

Als Ausgangspunkt wurde die grüne Hg-Linie gewählt. Für sie wurde der Absolutwert genau bestimmt, relativ zu ihr wurden die Brechungsexponenten für die anderen Wellenlängen gemessen.

Zunächst beobachtete ich im Hg-Spektrum. Die Interferenzröhren wurden ausgepumpt, bis ein mit ihnen in Verbindung stehendes Geißlerrohr Kathodenstrahlen zeigte, hierauf langsam Luft so lange eingeführt, bis die Luft in den Interferenzröhren einen kleinen Überdruck (etwa 5 mm) gegen die Atmosphäre hatte. Die Luft wurde durch eine Flasche mit NaOH, ein Ätznatron-, ein Chlorkalzium- und ein Phosphorpentoxydrohr geleitet. Sie war also trocken und kohlensäurefrei. Das Interferometer wurde sich einige Zeit überlassen, bis Temperaturgleichgewicht eingetreten war. Jetzt wurde bei kommunizierenden Interferenzröhren eine Aufnahme des Hg-Spektrums gemacht; hierauf, um in den Röhren Atmosphärendruck herzustellen, die Röhren mit der Atmosphäre etwa eine Minute in Verbindung gesetzt (die Verbindung geschah durch ein längeres Glasrohr durch die Gäde-Kolbenpumpe hindurch, in die auch kohlensäurefreie Luft eingeleitet war), eine Röhre abgeschlossen, Temperatur abgelesen, die andere Röhre ausgepumpt, Manometer abgelesen und nun das Hg-Spektrum zum zweitenmal photographiert. Über diese zweite Aufnahme wurde noch ein kontinuierliches Spek-

trum photographiert (im sichtbaren Spektrum Azolampe, im Ultravioletten ein Cd-Funke). Aus der photographischen Platte, die unter dem Komparator ausgemessen wurde, konnten durch das Linienspektrum für die einzelnen Wellenlängen die Bruchteile der über den Kokonfaden gewanderten Streifen entnommen werden. Es wurden beispielsweise bei einer Aufnahme. bei der die Druckänderung 731,01 mm betrug und die Temperatur 16,52° abgelesen wurde, für die grüne Hg-Linie eine Streifenwanderung von ...,39 gemessen. Die ganze Zahl gewanderter Streifen bekam ich folgendermaßen:

Bevor mit photographischen Aufnahmen und Messungen begonnen wurde, hatte ich aus vier Vorversuchen den Brechungsexponenten der Luft für die grüne Hg-Linie provisorisch bestimmt, indem ich in einem hinter der Kamera aufgestellten mikrometrisch verschiebbaren Fernrohre direkt die bei einer bestimmten Druckänderung vorbeiwandernden Streifen gezählt hatte. Es ergab sich als vorläufiger Wert $(n-1)\,10^7 = 2932{,}2$. Die Länge der Interferenzröhren wurde ebenfalls provisorisch gemessen (mit Kathetometer) zu 510,16 mm. Aus vorläufig bekanntem Brechungsexponenten (2932,2), Länge der Röhren (510,16), abgelesener Druckänderung und Temperatur (in unserem Beispiel 731,01 mm bzw. 16,52°) berechnete ich nach Gleichung (5), S. 9, die Zahl gewanderter Streifen

$$s = \frac{(n-1)\cdot L\cdot(p_1 - p_2)}{\lambda_0 \cdot 760 \cdot (1+\alpha t)},$$

in unserem Beispiel

$$s = \frac{2932{,}2 \cdot 510{,}16 \cdot 731{,}01}{5462{,}26 \cdot 760 \cdot 1{,}06063} = 248{,}36.$$

Es waren somit für die grüne Hg-Linie 248,39 Streifen gewandert. Um einen ganzen Streifen konnte man sich nicht täuschen: Die beobachteten und berechneten Bruchteile der gewanderten Streifen differierten in der Regel um weniger als $^1/_{10}$ einer Streifenbreite. Der provisorische Wert für $(n-1)\,10^7$, sowie die provisorische Längenmessung der Röhren dienten nur dazu, die ganze Zahl der bei den photographischen Messungen gewanderten Streifen festzustellen. Sämtlichen im folgenden mitgeteilten Beobachtungen sind nur photographische Messungen zugrunde gelegt.

Hatte ich so für die grüne Hg-Linie die Zahl der gewanderten Streifen bestimmt, so konnte mit Hilfe des kontinuierlichen Spektrums auch für die anderen Wellenlängen die Zahl gewanderter Streifen festgestellt werden. Schon nach zwei Aufnahmen war das kontinuierliche Spektrum zu entbehren, man konnte sich nicht um einen ganzen Streifen täuschen.

Das Hg-Spektrum benützte ich bis 2753 Å.E. Von 2573 bis 2026 Å.E. diente als Lichtquelle der durch hochgespannten Wechselstrom erzeugte Funke einer Legierung von 10 Proz. Cd mit 90 Proz. Zn. Als Kapazität dienten vier Leidener Flaschen. Selbstinduktion wurde keine benützt. Hier verfuhr ich folgendermaßen:

Es wurde bei kommunizierenden, mit Luft gefüllten Röhren photographiert: 1. das Hg-Spektrum, 2. das Cd-Zn-Spektrum, 3. wieder das Hg-Spektrum. Nun wurde eine Röhre ausgepumpt und photographiert: 4. das Hg-Spektrum, 5. das Cd-Zn-Spektrum, 6. nochmals das Hg-Spektrum. Die Aufnahmen 3. und 4. lieferten die gleichzeitig gewanderte Interferenzenzahl für die Wellenlängen des Hg-Spektrums, die Aufnahme 2. und 5. für die Wellenlängen des Cd-Zn-Spektrums. Um den Anschluß des Cd-Zn-Spektrums ans Hg-Spektrum zu erhalten, berechnete ich sowohl aus 1. und 6., sowie aus 3. und 4. für $\lambda = 4046$ Å.E. die Zahl gewanderter Streifen und nahm aus beiden Beobachtungen das arithmetische Mittel. Nur so hatte ich für eine Hg-Linie die Zahl gewanderter Streifen, die den gewanderten Streifen der verschiedenen Wellenlängen des Cd-Zn-Spektrums entsprach; denn, während die Belichtungszeit für das Hg-Spektrum etwa 3 Minuten betrug, betrug sie für das Cd-Zn-Spektrum eine schwache Stunde, in welcher Zeit kleine Änderungen denkbar waren. Meistens konnte allerdings zwischen den Aufnahmen 1. und 3. bzw. 4. und 6. kein Unterschied festgestellt werden.

Bei zwei Aufnahmen bekam ich (bei einer Belichtungszeit von $1^1/_2$ Stunden) kontinuierlichen Grund bis 2026, so daß die Zahl der gewanderten Interferenzen ohne weiteres einwandfrei festgestellt werden konnte.

Die Dispersion von 1990 bis 1854 bekam ich auf folgende Weise. Es wurde wieder wie oben bei kommunizierenden, mit Luft gefüllten Röhren photographiert 1. das Hg-Spektrum,

2. das Aluminiumfunkenspektrum, 3. das Hg-Spektrum. Von einer Röhre wurde Luft ausgepumpt und 4. das Hg-Spektrum, 5. der Al-Funke, 6. das Hg-Spektrum photographiert. Aus 1., 3., 4. und 6. wurde für die Hg-Linie 2968 Å.E. die Zahl gewanderter Streifen bestimmt. Aus ihr berechnete ich mit Hilfe der Kochschen Dispersionsformel (S. 15) die Zahl gewanderter Streifen für die Al-Linien 1990 bis 1854. Nun zeigten schon bei 2145 und 2026 Å.E. meine Dispersionsmessungen von den extrapolierten Kochschen kleine systematische Abweichungen (Tab. 3, S. 16). Diese Abweichungen mußten bei 1990 etwa dieselben sein wie bei 2026. Dies war auch der Fall. Von jetzt ab wurden sie systematisch weiter größer, so daß die Zahl gewanderter Streifen mit ziemlicher Wahrscheinlichkeit angenommen werden konnte. Zur sicheren Feststellung photographierte ich bei kleineren Druckänderungen (etwa $^1/_4$, dann $^1/_8$ Atmosphäre). Die Annahme wurde bestätigt. Schließlich erschien bei einer Druckänderung von 71 mm, was 87 gewanderten Streifen der Linie 1854 Å.E. entsprach, kontinuierlicher Grund, so daß auch der leiseste Zweifel noch beseitigt wurde.

Bei den Dispersionsmessungen bis $\lambda = 2026$ Å.E. wurde das eine Rohr vollständig ausgepumpt. Für $\lambda = 5462$ Å.E. wanderten etwa 250 Streifen, für $\lambda = 2026$ Å.E. nahezu 800. Die Interferenzen der Linien 1990 bis 1854 zeigten bei vollständigem Auspumpen einer Röhre infolge der kleinen Dispersion des Flußspatprismas nicht mehr die gewünschte Schärfe; es hätte, um sie zu erreichen, der Spalt $S$ (Fig. 2) sehr enge gemacht werden müssen, was mit einer Lichtschwächung verbunden war. (Die Al-Linien im äußersten Ultraviolett sind alle verbreitert, da der größeren Intensität halber keine Selbstinduktion benützt wurde. Als Kapazität dienten sechs Leidener Flaschen.) Ich zog es deshalb vor, bei kleineren Druckänderungen zu messen; immerhin wanderten im Maximum für 1854 noch 486 Streifen.

Die Expositionszeit betrug hier etwa $1^1/_2$ Stunden. Der Al-Funke wurde nicht, wie die Hg-Lampe oder der Cd-Zn-Funke, durch ein Objektiv auf den Spalt $S$ abgebildet (Fig. 2), sondern befand sich direkt hinter $S$. Da die Überschlagsstelle an den Elektroden nicht konstant gehalten werden konnte, mußte während der ganzen Expositionszeit in einer dem Ob-

jektiv $A$ gegenübergestellten Glasplatte das Aluminiumlicht beobachtet und die Stelle des Al-Funkens dauernd nachreguliert werden, um größtmöglichste Intensität zu bekommen.

**Ergebnisse.**

Bei den verschiedenen Messungen wurde abwechselnd das eine oder andere Interferenzrohr ausgepumpt. Um ein Bild der Genauigkeit zu geben, ist in Tab. 1 angegeben, wieviele Streifen ($s$) der obenstehenden Wellenlängen ($\lambda$) 10000 Streifen der grünen Hg-Linie nach meinen einzelnen Beobachtungen entsprachen.

Tabelle 1.

| $\lambda = 4047$ $s$ | $\lambda = 2968$ $s$ | $\lambda = 2026$ $s$ | Gewicht | $\lambda = 1854$ $s$ | Gewicht |
|---|---|---|---|---|---|
| 13717,7 | 19337,9 | 31251,6 | (2) | 35817,7 | (2) |
| 13717,7 | 19336,5 | 31250,8 | (1) | 35827,1 | (2) |
| 13718,5 | 19336,7 | 31250,2 | (1) | 35838,0 | (1) |
| 13717,9 | 19336,9 | 31250,2 | (2) | 35819,2 | (1) |
| 13718,2 | 19337,9 | 31257,6 | (2) | 35817,6 | (3) |
| 13718,5 | 19337,2 | 31255,8 | (2) | 35835,7 | (3) |
| 13717,6 | | 31251,3 | (2) | | |
| Mittel 13718,0 | 19337,2 | 31252,9 | | 35825,6 | |

Der mittlere Fehler des Mittelwertes würde darnach betragen:

bei $\lambda = 4047$ Å.E. $\pm$ 0,14, also etwa 0,001 Proz.,
„ $\lambda = 2968$ Å.E. $\pm$ 0,24, „ „ 0,0013 „
„ $\lambda = 2026$ Å.E. $\pm$ 1,13, „ „ 0,0037 „

Bei $\lambda = 1854$ sind die Abweichungen etwas größer, da die Röhren nicht mehr ganz ausgepumpt wurden; immerhin beträgt der mittlere Fehler auch hier nur $\pm$ 3,8, also etwa 0,01 Proz.

Die große Genauigkeit, die hier bei den Dispersionsmessungen zu erzielen ist, ist durch die Methode bedingt: Die photographische Platte allein gibt die Dispersion; Temperatur- und Druckablesungen, Länge der Interferenzröhren kommen gar nicht in Rechnung. Irgendwelche Veränderungen während einer Aufnahme wirken bei allen Wellenlängen gleichzeitig und in gleicher Richtung.

Was die Absolutwerte anbelangt, so kommt hier der

Fehler durch Temperatur- und Druckbeobachtung, sowie der konstante Fehler der Messung der Röhrenlänge in Rechnung. Die einzelnen Beobachtungen finden sich in Tab. 2.

Tabelle 2.

| $(n-1)10^7$ für $\lambda = 5462$ |
|---|
| 2932,89 |
| 2932,42 |
| 2932,97 |
| 2932,69 |
| 2932,24 |
| 2932,95 |
| 2932,75 |
| 2932,99 |
| Mittel 2932,74 |

Der mittlere Fehler würde demnach $\pm$ 0,1, also 0,0034 Proz. betragen.

Die Länge der Röhren wurde auf folgende Weise gemessen: Auf einem Messingstabe waren zwei gegen einander gerichtete Spitzen aus Kupfer verschiebbar (die eine Spitze noch mikrometrisch). Mit ihnen wurden die mit Verschlußplatten versehenen Röhren an der Stelle der Zwischenwand abgetastet und die Entfernung der Spitzen mit dem Kathetometer gemessen; die Dicke der Verschlußplatten davon abgezogen. Die Messungen ergaben:

| an der einen Röhrenseite | an der gegenüberliegenden |
|---|---|
| 515,88 | 516,02 |
| 515,91 | 515,99 |
| 515,89 | 516,02 |
| Mittel 515,89 mm | Mittel 516,01 mm |

Die Verschlußplatten waren also etwas schief aufgekittet. Die Höhe des benutzten Lichtbündels war aber nicht ganz halb so groß als die Entfernung der Punkte, an denen bei den obigen zwei Messungen die Kupferspitzen angesetzt wurden, so daß die Lichtwege der entferntesten Lichtstrahlen innerhalb der Interferenzröhren um 0,5 mm, vom mittleren Lichtstrahl also um 0,25 mm differierten. $^1/_{20}$ mm dürfte bei der Messung der Röhrenlänge gesichert sein; das ist 0,01 Proz.

Der Durchschnitt der obigen zwei Messungen ist 515,95. Die Dicke der Verschlußplatten betrug $2 \cdot 2{,}95 = 5{,}90$ mm, also die Länge der Luftschicht in den Röhren 510,05 mm. Der Glasmaßstab des Kathetometers ist auf $0^0$ zu reduzieren. Damit wird die Länge der Luftschicht 510,10 mm. Nimmt man an, der Fehler von 0,01 Proz. in der Längenmessung der Röhren addiere sich zu dem Beobachtungsfehler von 0,0034 Proz., so macht das immer noch nur vier Einheiten in der fünften Stelle aus. Die vierte Stelle in $(n-1)10^7$ dürfte demnach für sämtliche Brechungsexponenten sicher sein.

In Tab. 3 sind die Brechungsexponenten sowie die 10000 Streifen der grünen Hg-Linie entsprechende Streifenzahl der verschiedenen Wellenlängen $\lambda$ angegeben. Außerdem stehen dort die von Koch und Kayser und Runge gefundenen Werte.

Koch arbeitet nach derselben Methode wie ich. Er gibt den Fehler seiner Dispersionsmessungen auf weniger als 0,01 Proz. an. Den Absolutwert bestimmt Koch bei seinen Dispersionsmessungen im Ultraviolett nicht genau; er nimmt einen früher von ihm auf nicht photographischem Wege bestimmten Wert des Brechungsexponenten für $\lambda = 5462$ an. Koch verwendet das Hg-Spektrum und ein Vergleich ist teilweise direkt möglich. Für die anderen von mir benützten Wellenlängen habe ich nach der von Koch angegebenen Dispersionsformel:

$$\frac{3}{2}\,\frac{n^2-1}{n^2+2} = \frac{5711190 \cdot 10^{-8}}{211{,}146 - 10^{-8}\lambda^2} + \frac{87003 \cdot 10^{-8}}{49{,}5608 - 10^{-8}\lambda^{-2}}$$

($\lambda$ in cm) die Brechungsexponenten, sowie die 10000 Streifen der grünen Hg-Linie entsprechende Streifenzahl berechnet. Die intrapolierten Werte sind mit einem Stern, die extrapolierten mit einer Klammer versehen (Koch beobachtet bis 2379 Å.E.). Bis 2300 Å.E. stimmen die Dispersionsmessungen ($s$) gut überein (bis auf 0,01 Proz.). Die Abweichung bei 2026 ist schon merklich; sie entspricht bei 800 gewanderten Streifen 0,4 einer Streifenbreite. Von jetzt ab nehmen die Abweichungen rasch zu, was ja durch die nun beginnende Absorption der Luft verständlich ist.

Die Absolutwerte weichen voneinander ab. Koch nimmt zwar kohlensäurehaltige Luft, was aber die Werte von $(n-1)\,10^7$ nur um etwa eine Einheit der vierten Stelle größer macht, die Abweichungen würden dann immer noch drei Einheiten der vierten Stelle, also 0,1 Proz., betragen.

Kayser und Runge haben mittelst Hohlprisma, eingeführt zwischen Gitter und Kassette, die Dispersion der Luft bis 2360 Å.E. bestimmt. Ich habe ebenfalls nach der von ihnen angegebenen Dispersionsformel

$$(n-1)10^8 = 28787 + 131{,}610^{-4}\lambda^{-2} + 3{,}16 \cdot 10^{-8}\lambda^{-4} \quad (\lambda \text{ in cm})$$

für die von mir benützten Wellenlängen die Werte ausgerechnet

Tabelle 3.

| $\lambda$ (Vakuum) Å. E. | Traub | | Koch | | | | Kayser u. Run | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | $s$ | $(n-1)10^7$ | $s$ | Diff. | $(n-1)10^7$ | Diff. | $(n-1)10^7$ | Dif |
| 5462,26 | 10000 | 2932,74 | 10000 | | 2937,00 | +4,26 | 2926,4* | −6, |
| 4359,56 | 12671,9 | 2966,09 | 12672,7 | +0,8 | 2970,60 | +4,51 | | |
| 4047,70 | 13718,0 | 2981,26 | 13717,7 | −0,3 | 2985,53 | +4,27 | 2970,7 | −10 |
| 3342,44 | 16908,0 | 3034,29 | 16909,3 | +1,3 | 3038,93 | +4,64 | 3021,8* | −12 |
| 2968,15 | 19337,2 | 3081,63 | 19338,5 | +1,3 | 3086,31 | +4,68 | | |
| 2753,61 | 21101,2 | 3119,68 | 21103,7 | +2,5 | 3124,59 | +4,91 | 3107,2* | −12 |
| 2573,83 | 22872,5 | 3160,78 | 22874,7* | +2,2 | 3165,71* | +4,93 | | |
| 2313,53 | 26121,6 | 3244,70 | (26121,0) | −0,6 | (3249,37) | +4,67 | | |
| 2145,06 | 28861,0 | 3323,93 | (28854,4) | −6,6 | (3328,02) | +4,09 | | |
| 2026,05 | 31252,9 | 3399,71 | (31238,4) | −14,5 | (3403,07) | +3,36 | (3386,8) | −12 |
| 1990,52 | 32072,1 | 3427,63 | (32047,4) | −24,7 | (3429,97) | +2,34 | | |
| 1935,85 | 33445,2 | 3476,21 | (33401,0) | −44,2 | (3476,67) | +0,46 | | |
| 1862,77 | 35556,8 | 3556,16 | (35464,1) | −92,7 | (3552,06) | −4,10 | (3520,4) | −35 |
| 1854,73 | 35825,6 | 3567,58 | (35712,0) | −113,6 | (3561,50) | −6,08 | (3528,3) | −39 |

(Tab. 3). Die Luft war bei Kayser und Runges Messungen kohlensäurehaltig und nicht getrocknet. Für trockene Luft wäre nach Kayser und Runge $(n-1)10^7$ um etwa drei Einheiten der vierten Stelle zu erhöhen. Die Abweichung von meinen Messungen wäre demnach bei $\lambda = 5462$ noch drei Einheiten der vierten Stelle, so daß sich mein Wert in der Mitte der von Koch und Kayser-Runge gefundenen befindet. Es sei noch der Wert von Cuthbertson erwähnt; er findet für kohlensäurehaltige Luft $(n-1)10^7 = 2936$. Cuthbertson beobachtet bei verschiedensten Drucken (er läßt 400, 600, 800 Streifen vorbeiwandern).

Kayser und Runge haben Druckänderungen von etwa 10 Atmosphären.

Mit dem Werte von Posejpal $(2916{,}7 \pm 1{,}4)$ ist der von mir gefundene ebenfalls (wie der Kochsche) im Widerspruch.

Die Beobachtungen lassen sich durch die Dispersionsformel

$$n - 1 = \frac{5\,517\,160 \cdot 10^{-8}}{199{,}5534 - 10^{-8}\lambda^{-2}} + \frac{48\,803 \cdot 10^{-8}}{43{,}8193 - 10^{-8}\lambda^{-2}}$$

($\lambda$ in cm) wiedergeben. Die beobachteten und wiederberechneten Werte finden sich in Tab. 4. Selbst die Differenzen bei 186 und 185 betragen weniger als 0,02 Proz.; immerhin sind sie auffallend. Es könnte sein, daß sie der bei 186 beginnenden

Tabelle 4.

| $\lambda$ | $(n-1)\,10^7$ beobachtet | $(n-1)\,10^2$ berechnet | Differenz |
|---|---|---|---|
| 5462 | 2932,74 | 2932,58 | −0,16 |
| 4359 | 2966,09 | 2966,19 | +0,10 |
| 4047 | 2981,26 | 2981,38 | +0,12 |
| 3342 | 3034,29 | 3034,55 | +0,26 |
| 2968 | 3081,63 | 3081,80 | +0,17 |
| 2753 | 3119,68 | 3119,73 | +0,05 |
| 2573 | 3160,78 | 3160,91 | +0,13 |
| 2313 | 3244,70 | 3244,49 | −0,21 |
| 2145 | 3323,93 | 3323,63 | −0,30 |
| 2026 | 3399,71 | 3400,02 | +0,31 |
| 1990 | 3427,63 | 3427,71 | +0,08 |
| 1935 | 3476,21 | 3476,33 | +0,12 |
| 1862 | 3556,16 | 3556,78 | +0,62 |
| 1854 | 3567,58 | 3567,05 | −0,53 |

starken Absorption der Luft und dem damit verbundenen raschen Ansteigen dss Brechungsexponenten zuzuschreiben sind. C. Runge[1]) hat die Wellenlängen dieser Aluminiumlinien im Vakuum und bei Atmosphärendruck bestimmt. Er findet die Unterschiede 0,68 bei 1854 und 0,61 bei 1862, während nach der extrapolierten Kayser und Rungeschen Dispersionsformel beidemal sich die Unterschiede 0,61 Å.E. ergeben sollten. Runge weist hier auf die Möglichkeit hin, dieser Unterschied könnte in der bei 1862 scharf einsetzenden Absorption der Luft und dem damit verbundenen raschen Ansteigen des Brechungsexponenten seinen Grund haben. Die vorliegenden Messungen haben gezeigt, daß ein solch rasches Ansteigen des Brechungsexponenten, wie Runge es für möglich hält, nicht stattfindet. Es dürfte vermutlich bei den Messungen Runges entweder die im Vakuum gemessene Linie 1854 um 0,07 Å.E. zu groß oder die in Luft gemessene um soviel zu klein sein.

Aus der Dispersionsformel berechnet sich die Eigenwellenlänge der einen Elektronengattung zu $\lambda_1 = 1511$ Å.E., die der zweiten zu $\lambda_2 = 708$ Å.E. (Koch findet $\lambda_1 = 1421$ Å.E. und $\lambda_2 = 688$ Å.E.). Die erstere ist dem Sauerstoff zuzuschreiben, da nach Lyman[2]) Sauerstoff einen kräftigen Ab-

1) C. Runge Wied. Annalen **55.** S. 44—48. 1895.
2) Th. Lyman, Astrophys. Journ. **27.** S.87. 1908.

sorptionsstreifen zwischen 1760 und 1270 Å.E. zeigt, während Stickstoff zwischen 1800 und 1250 Å.E. nur schwache Absorption aufweist. Die aus der Dispersionsformel berechnete Eigenwellenlänge (1511 Å.E.) fällt genau in die Mitte des fraglichen Absorptionsgebietes (1515 Å.E.).

**Zusammenfassung.**

Es wurde der absolute Wert des Brechungsexponenten der kohlensäurefreien trockenen Luft für die grüne Hg-Linie möglichst genau bestimmt [$(n-1)\,10^7 = 2932{,}74$]. Die vierte Stelle dürfte gesichert sein. Die Messung ergibt (wie auch die Kochsche) einen vollständigen Widerspruch mit den Messungen Posejpals (Bestimmung von $K$ und $\beta$ in $n-1 = Kp(1+\beta p)$ und damit von $n-1$).

Die Dispersion der Luft wurde bis 1854 Å.E. untersucht. Die Beobachtungen lassen sich sehr befriedigend durch eine dielektronische Dispersionsformel wiedergeben. Die Dispersionsmessungen stimmen mit denen von Koch im gemeinsam beobachteten Spektralbereich sehr gut überein; im Bereich kürzerer Wellen finden von den extrapolierten Kochschen Werten Abweichungen statt.

Zum Schlusse sei es mir gestattet, Herrn Prof. Paschen auch an dieser Stelle für die Anregung und Hilfe bei der Arbeit herzlichen Dank zu sagen.

Tübingen, Physikalisches Institut, August 1919.